

Válasz Dr. Donkó Zoltánnak

Mindenekelőtt szeretném megköszönni Dr. Donkó Zoltánnak a gondos bírálat elkészítését, konstruktív észrevételeit és kérdéseit. A bírálatban megfogalmazott kritikai megjegyzések egy része formai, ezeket elfogadom, egy másik része pedig az Értekezés megfogalmazásaival kapcsolatban kér pontosítást. Ez utóbbi, pontosítást kérő megjegyzésekre válaszolok először, a kérdésekre adott válaszaim lentebb olvashatóak.

A kritikai megjegyzésekre adott válaszok:

A 17 /18 oldalon, a rátaegyütthatók bemutatásánál zavaró, hogy az elektronütközéses gerjesztési rátát és a kételektronos rekombináció rátáját ugyanazzal, az X betűvel jelöli. A 16. oldalon az utóbbi rátára az α^{DR} jelölést használja.

Ez sajnálatos gépelési hiba, a 18. oldalon a (13) egyenletben is az α^{DR} jelölést kellett volna használni.

A 18. oldalon, a (12) összefüggéssel megadott ráta dimenziója, véleményem szerint, hibás!

Valóban, a helyes dimenzió $\text{m}^6 \text{s}^{-1}$.

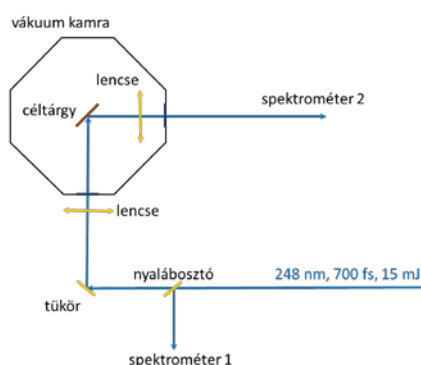
Az (5) összefüggésben levő E_{ion} ugyanaz, mint a (10) és ezt követő összefüggésekben szereplő E_{ioniz} ?

Igen, ugyanaz. Azonos jelölés lett volna megfelelő.

Ugyanezen az oldalon (37. oldal) furcsa fogalmazásnak tartom az alábbi: „... a plazma hőmérsékletének variációi elhanyagolható hibát okoznak.” Mit ért „variáció” alatt?

Az ívkisülésben radiális irányban az elektronhőmérséklet nem állandó, a falaknál kisebb, míg a csatorna közepén maximuma van. A variáció szó a szándék szerint arra utalt, hogy radiális irányból a plazmára nézve felintegráljuk a különböző hőmérsékletű régiókban keletkezett fotonokat, azonban egy adott multipletten belül ez csak elhanyagolható hibát okoz amiatt, hogy a multiplett gerjesztett szintjei energiában nagyon közel vannak.

Az 55. oldalon lévő 19. ábrán a Doppler-eltolódás vizsgálatára szolgáló kísérleti berendezést mutatja be. Az ábrához a szövegben mindössze 2 sor tartozik, ami csak az ábra létére utal és semmilyen információt nem ad magáról a mérésről.



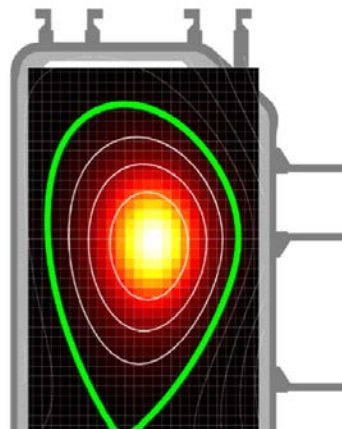
A mérés a következőképpen zajlott. A nyalábosztóval az ultrarövid impulzus egy részét kicsatoltam és spektrumát megmértem spektrométer 1 után. A forduló tükör utáni fókuszáló

lencse mozgatásával tudtam a céltárgyon a fókuszált intenzitást változtatni, a céltárgy utáni lencse megfelelő pozíciójával pedig a keltett harmonikusokat tudtam optimálisan spektrométer 2-be csatolni.

A két spektrométert olyan módon kalibráltam egymáshoz, hogy az ultrarövid impulzust annyira legyengítettem, hogy biztos lehessen abban, a spektrométer 2 után mért jel biztosan nem szenvedett Doppler-eltolódást.

A Doppler-eltolódás nagy intenzitásokon mért értékének meghatározása a spektrométer 1, illetve 2-vel mért jelek összehasonlításával történt.

A 81. oldal 39. ábráján nem világos számomra, hogy a bázisfüggvények hogy jelennek meg.



Valóban, a 39 ábrán közvetlenül nem jelennek meg a bázisfüggvények, csak annyi látható, hogy a tomografikusan rekonstruált kép „pixeles”, ami a bázisfüggvények térbeli lokalizációja miatt van. Sokféleképpen definiálható bázisfüggvény, nálam a bázisok egy négyzet alakú területen egységni magas oszlopok, azon kívül azonosan nulla függvények voltak.

A kérdésekre adott válaszok:

- 1) A 6. oldalon a Coulomb-kölcsönhatás domináns voltáról ír. A plazmafizikában általánosan használt csatolási paraméter egy részecskepár potenciális energiájának és a termikus energiájuknak arányát adja meg. Amennyiben ezek közül a Coulomb kölcsönhatásból származó potenciális energia dominál, erősen csatolt plazmákról beszélünk. Meggyőződésem, hogy a vizsgált plazmák valóban gyengén csatoltak, de ezzel kapcsolatban kérem, hogy adjon egy becslést a csatolási paraméter értékére a vizsgált rendszerekre! Ez azért is érdekes lehet, mert maga is említi, hogy a 7. fejezetben tárgyalt lézerplazmák esetében a csatolás valójában nem tekinthető egyértelműen gyengének. Ez utóbbival kapcsolatban: a plazma nem-ideális jellegét milyen módon lehetne itt figyelembe venni?

A csatolási paraméter szokásos definíciója:

$$\Gamma = \frac{E_C}{k_B T_e},$$

azaz a Coulomb kölcsönhatásból származó potenciális energia aránya a termikus energiához.

$$E_C = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0\langle r \rangle},$$

ahol $\langle r \rangle$ a részecskék közötti átlagos távolság. Megfelelő pontosságot kapunk, ha $\langle r \rangle$ -t a Wigner-Seitz sugárral azonosítjuk, azaz $\langle r \rangle = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$ a részecskék közötti átlagos geometriai távolság.

Az alábbi táblázatban megadom az Értekezésben szereplő tipikus plazmafajtákhoz tartozó csatolási paraméter értékét.

Plazmafajta	Jellemző elektronhőmérséklet (eV)	Jellemző elektronsűrűség (m^{-3})	Csatolási paraméter (Γ)
Tokamak fő plazma	1500	10^{15}	$1,55 \cdot 10^{-7}$
Pellet felhő	10	10^{23}	$1,08 \cdot 10^{-2}$
Ívkisülés	2	10^{20}	$5,39 \cdot 10^{-3}$
Lézerplazma (harmonikus keltés)	100	10^{29}	$1,08 \cdot 10^{-1}$
Szilárdtest plazma	0,025	10^{29}	$4,31 \cdot 10^2$

Látható, hogy a csatolási paraméter széles tartományban változik, de a szilárdtest plazmák kivételével a gyengén csatolt tartományban vannak. A szilárdtest plazmák esetében pedig a szokásos fizikai kép már a kontinuum közegek leírásával rokon, nem a klasszikus plazmák részecskealapú tárgyalásával. Mindazonáltal ennek a rendszernek a vizsgálatát is belevettem az értekezésbe spektroszkópiai vonatkozásai miatt.

A fenti megállapítások fényében a 6. oldalon a Coulomb-kölcsönhatás domináns voltáról írtakat árnyalni kell annyiban, hogy a kölcsönhatás domináns voltát olyan értelemben használtam, hogy a Coulomb-kölcsönhatás jelenlétében (ionizált részecskék esetén) a rendszer gyökeresen más viselkedést mutat, mint nemionizált esetben.

- 2) A fotonok plazmabeli terjedését leíró modelljéhez kapcsolódóan: az egyenletek megoldása csak a fotonok számát adja meg. Állítása szerint: „a keletkezett fotonokat egy vonalalakkal spektrálisan teríteni kellett.” Említi, e célra a Voigt-függvény használatát. Milyen paraméter-értékeket alkalmazott ennél az eljárásnál? Továbbá: ismert, hogy a spektrális kiszélesedés mind az emissziós, mind pedig az abszorpciós vonalalakot érinti. Emiatt befolyásolja a sugárzás terjedését és a plazmát elhagyó sugárzás vonalalakját is. Figyelembe tudja-e venni ezeket a folyamatokat a modelljében, és ha igen, akkor hogyan?

A Voigt-profil egy Gauss-profil és egy Lorentz-profil konvolúciójával származtatható. A plazma részecskéinek mozgásából fakadó Doppler-kiszélesedés Gauss-profilt eredményez az emissziós spektrumban, a természetes vonalszélesség pedig Lorentz-profilt. Szintén Lorentz-profilt eredményez a sugárzást kibocsátó ionok vagy atomok plazmaelektronokkal történő ütközéseik miatti kiszélesedés.

A Doppler-kiszélesedés esetén a Gauss-eloszlás szórására az alábbi kifejezést használtam:

$$\sigma_{\text{Doppler}} = f_0 \sqrt{\frac{k_B T_e}{mc^2}},$$

ahol m a sugárzást kibocsátó részecske tömege, f_0 pedig az átmenetben kisugárzott foton energiájához tartozó frekvencia.

A természetes vonalszélesség

$$I(f) = \frac{\gamma}{4\pi^2} \frac{1}{(f-f_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2},$$

ahol I a foton intenzitás spektrális eloszlása, γ pedig a k gerjesztett szintre vonatkozó átmeneti valószínűségek összege (szemléletesen az élettartam inverze, $\gamma = \sum_i A_{ki}$).

Az ütközéssel kisértékesedés és a természetes vonalszélesség együttes hatása szintén a fenti Lorentz-eloszlással írható le, ha γ helyett a $\Gamma = \gamma + 2f_{\text{ütközés}}$ értéket használjuk. $f_{\text{ütközés}}$ az ütközési frekvencia.

A modellben az abszorpciók vonalalakokat az emissziók vonalalakokkal azonos módon vettem figyelembe.

- 3) A pellet-felhők dinamikájával kapcsolatban: a 28. oldalon szereplő 4. ábrán látottakat a szöveg alapján nem sikerült megértenem. Kérem, ismertesse a jelenség részletes magyarázatát!

A 4. ábrán egységnyi elektronsűrűség és egységnyi szennyező sűrűséghez tartozó sugárzási veszteség teljesítményt ábrázoltam az elektronhőmérséklet elektronvoltban kifejezett értéke függvényében. A modell számítások során követett eljárás a következő volt. Az 5. fejezetben ismertetett ütközéssel-sugárzásos modellem segítségével a 4. ábrán bemutatott grafikonhoz tartozó adatokat kiszámítottam és tábláztattam mintegy 20 különböző elektron hőmérséklet és elektronsűrűség pontban. Amikor a számítások során szükség volt a pellet-felhő által időegység alatt kisugárzott teljesítményre, azt a táblázott értékekből logaritmikus interpolációval meghatároztam. A 4. ábra azt hivatott szemléltetni, hogy a fajlagos sugárzási teljesítmény tipikus görbéje nem monoton függvénye a hőmérsékletnek, hanem van benne egy negatív meredekségű szakasz, amihez ha a plazma elér, akkor a negatív meredekségű szakaszon a plazma „belecsúszik” egy sugárzási gödörbe, mert a negatív meredekségű szakaszon növekvő hőmérséklethez csökkenő veszteség tartozik, ami tovább növeli a hőmérsékletet. Mindez addig érvényes, amíg a rendszer további fűtés hatására el nem éri a 4. ábrán a második maximumhoz tartozó pozitív meredekségű szakaszt.

- 4) A 30. oldalon a hétszeresen ionizált volfrám vákuum-ultraibolya spektrumának úttörő vizsgálatait mutatja be. Mérései óta születtek-e újabb eredmények erre az elemre és hullámhossz-tartományra, és ha igen, akkor azok hogyan viszonyulnak az első mérési eredményekhez?

2009-ben jelent meg utoljára átfogó munka a témában „Energy levels and spectral lines of tungsten, W III through W LXXIV” címmel. A szerzők az amerikai National Institute of Standards and Technology égisze alatt gyűjtötték össze és rendszerezték az elérhető információkat, adatokat. A szövegben az én cikkemre is történik hivatkozás, szó szerint idézem: „The W VIII spectrum was not analyzed so far. The only experimental observation of this spectrum was made by Veres et al. [16] in emission of tokamak plasma.” Azaz kísérleti munka mind a mai napig nem jelent meg a volfrám hétszeresen ionizált ionjának spektrumával kapcsolatban. Izoelektronos szekvenciák vizsgálatával elméleti számítások történtek ugyan, azonban a kapott adatok bizonytalansága változatlanul magas.

- 5) A 38. oldal alján, az ívkisülésben folytatott mérésekhez kapcsolódóan közli, hogy a hélium gáz használata előnyös, mert ez esetben a kisülés sugárzásának spektrumvonalai keskenyek. Kérem, fejtsse ki ezt a kapcsolatot részletesebben!

Pontosabban itt arról van szó, hogy a nitrogén és az ívkisülés fő részét adó argon spektrumvonalai szinte azonos spektrális tartományba esnek, és elektrongerjesztés hatására is hasonlóan viselkednek. Ráadásul az argon nagyszámú vonallal rendelkezik az adott spektrális tartományban, ami jelentősen komplikálja a mért vonalak nitrogénhez, illetve argonhoz való hozzárendelését. Hogy a nitrogén vonalainak beazonosítása minél egyértelműbb lehessen, az ívkisülés azon részében, ahol a megfigyelést végeztem, az argont helyettesítettem héliummal, aminek viszont kevés számú, jól beazonosítható vonala van a mért spektrális tartományban.

A nitrogén és a hélium ionizációs energiái között jelentős különbség van (13 és 24 eV), ezért az elektronsűrűséget a nitrogén koncentrációja határozta meg, nem a héliumé. A nitrogén koncentrációt pedig olyan értéken tartottam, hogy a vonalak intenzitása már jól mérhető legyen, de a vonalak elektronütközéses kiszélesedése még kicsi.

- 6) A 40. oldalon írja, hogy a mért vonalakra Lorentz- és Gauss-profilok „összegét” illesztette. Feltételezem, hogy valójában a két profil konvolúciójával tette ezt meg. Emellett kérdezem, hogy az instrumentális vonalszélességet nem kellett-e figyelembe venni, és hogy a Lorentz-profil kialakításában az adott rendszer esetében mely fizikai mechanizmusokat kell figyelembe venni?

Elismerve, hogy a pontos eljárás a két profil konvolúcióját, azaz Voigt-profil illesztését igényelte volna, a 90-es évek elején rendelkezésemre álló számítástechnikai eszközök ezt nem tették lehetővé, a megmért nagyszámú átmenet esetében biztosan nem. Azaz valóban az összeget illesztettem. Mivel a kiértékeléshez csupán a teljes vonalintenzitásra volt szükségem, az illesztés teljesen empirikus módon történt, a lényeg a kontinuum és esetleges szomszédos vonalaktól való szétválasztás volt, nem volt szükség a tényleges vonalakot okozó komponensek szétválasztására. Ennek megfelelően végül is nem volt szükség a 2. kérdésre adott válasznál feltüntetett, kétféle Lorentz-típusú járulékot adó fizikai mechanizmus beazonosítására sem. Az instrumentális vonalszélességet szintén az imént említett ok miatt, miszerint csak a teljes vonalintenzitás értékének volt jelentősége számomra, figyelmen kívül hagyhattam.

- 7) Az ELM instabilitás mechanizmusainak vizsgálatokor kapott eredményei nyilvánvalóan fontosak. Tekintve ezen instabilitások rendkívül összetett voltát, kérdezem, hogy ezzel kapcsolatban milyen problémák várnak még tisztázásra.

A szabályozott magfúziós kutatások jelenlegi szakaszában (és ez a szakasz még ugyanaz, amiben a méréseim elvégzése történt) a kutatók elsősorban célorientált megközelítést alkalmaznak, azaz egy jelenség kielégítő szintű megértése után a praktikus, technológiai megközelítésre kerül a hangsúly. Az ELM-ek esetében is sikerült a jelenség alapvető magnetohidrodinamikai okait és az instabilitás stabilitási tartományait feltérképezni. Jelenleg a hangsúly azon van, hogy az ELM instabilitás alatt kilökött energiát és annak következtében a divertorlemezre érő hőterhelést technikailag tolerálható küszöb alatt tartsák. Ehhez egyrészt az ELM frekvenciáját szabályozzák, amit jelenleg a toroidális mágneses tér térben periodikus, rezonáns modulációjával, vagy pelletek időben periodikus belövésével valósítanak meg, valamint a divertorlemezeket puffergázzal védik, ahol az energia jelentős része sugárzássá konvertálódik, és nem részecskenyaláb formájában éri el a lemezeket.